

## 양자우물 레이저의 이득 곡선의 온도 의존성\*

김동철 · 유건호

경희대학교 물리학과 및 기초과학연구소

박 종 대

배재대학교 물리학과

김 태 환

광운대학교 물리학과

(1995년 4월 11일 받음)

상온에서  $1.55 \mu\text{m}$ 를 발진하는 격자정합된 InGaAs/InGaAsP 양자우물 레이저를 설계하여, 주입 운반자 밀도와 온도의 함수로 이득 곡선을 계산하였다. 밴드 구조와 운동량 행렬 요소의 계산에는 블록대각화된  $8 \times 8$  이차  $k \cdot p$  해밀토니안에 근거한 변환행렬법을 사용하였다. 이 격자정합된 양자우물은 TE 모우드로 발진하였다. 온도가 증가함에 따라, 발진파장이 길어졌고, 투명 운반자 밀도는 증가하였으며, 미분이득은 감소하였다. 이득 곡선의 온도의존도는 밴드 구조의 온도의존성과 페르미 함수의 온도의존성에 기인하는데, 이중 후자의 효과가 주도적인 것이었다.

### I. 서 론

레이저의 활성층에 양자우물 구조를 사용하면, 문턱 전류가 낮아지고 미분이득이 증가하는 등의 좋은 점이 있기 때문에 양자우물 레이저는 이론적으로나 실험적으로 많이 연구되어지고 있다.<sup>[1,2]</sup> 양자우물 레이저의 성질을 이론적으로 연구하기 위해서는 양자우물의 밴드구조 및 상태함수를 계산하고, 그에 근거한 상태 밀도 및 천이 행렬 요소들을 계산해야 한다. 양자우물의 밴드구조를 계산하는 데는 여러가지 근사 방법이 사용되는데, 밴드를 포물선 형태로 근사시키는 방법,<sup>[3,4]</sup> 에너지에 의존하는 유효질량을 사용하는 법,<sup>[5]</sup> 전도띠와 원자가 띠를 분리하고 원자가 띠를 Luttinger-Kohn 하밀토니안<sup>[6]</sup>으로 취급하는 것<sup>[7-11]</sup> 등이 그 예이다. 또 천이 행렬 요소의 계산에도 파수벡터의 함수로 계산하지 아니하고 평균값만을 사용하여 근사하는 등의 근사법이 쓰인다.<sup>[3,4]</sup> 사용한 근사 방법들에 따라 정량적인 계산 결과는 달라지게 된다.

서로 다른 이론적, 실험적 연구를 서로 비교하는데

어려운 점의 하나는 각 연구가 사용한 온도가 서로 다르다는 점이다. 이론적인 연구는 상온을 가정하는 것이 보통이지만, 그렇지 않은 연구들이 있고,<sup>[12]</sup> 저온에서의 실험적인 연구들은 드물지 않은 편이다.<sup>[13]</sup> 레이저의 문턱 전류의 지수적인 온도의존도는 많이 논의되고 있지만,<sup>[4,13]</sup> 이득 곡선의 온도의존도에 대한 연구는 드문데, 이런 연구는 서로 다른 온도에서 연구되어진 결과들을 종합하는데 도움을 줄 것이다.

이 연구에서는 광통신에서 중요한 역할을 하는, 상온에서  $1.55 \mu\text{m}$ 를 발진하는 격자정합된 InGaAs/InGaAsP 양자우물 레이저를 예로 들어, 그 이득 곡선을 주입 운반자 밀도와 온도의 함수로 계산하였다. 양자우물의 밴드구조 및 상태 함수의 계산에는  $8 \times 8$  이차  $k \cdot p$  해밀토니안에 근거한 변환행렬법<sup>[14,15]</sup>을 사용하였는데, 이 방법은 전도띠와 원자가 띠를 한꺼번에 취급함으로써, 전도띠의 비포물선형 효과<sup>[16]</sup>나 원자가 띠의 섞임 등을 정확하게 기술할 수 있다. 이 레이저의 이득곡선을 액체 헬륨 온도, 액체 질소 온도, 상온에서 각각 계산하여 비교하였고, 온도가 이득 곡선에 미치는 영향을 분석하여, 이득 곡선의 온도의존성이 대부분 페르미 함수의 온도의존성에 기인하는 것을 밝혔다.

\*이 연구는 한국전자통신연구소의 지원을 받았습니다.

II. 계산 방법

양자우물의 밴드구조를 계산하기 위하여, 포락선 함수 근사법의 일종인 변환행렬법<sup>[14,15]</sup>을 사용하였다. 포락선 함수 근사법에서 슈뢰딩거 방정식은

$$H^{k,p} F(z) = EF(z) \tag{1}$$

의 형태가 된다.  $k \cdot p$  해밀토니안  $H^{k,p}$ 로는, 전도띠의 비포물선형과 원자가띠의 섞임을 고려한  $8 \times 8$  이차 해밀토니안<sup>[17]</sup>을 사용하였는데, 이때 식 (1)에서  $H^{k,p}$ 는  $8 \times 8$  행렬,  $F$ 는 8 성분을 갖는 벡터이고, 식 (1)은 수학적으로 8개의 연결된 미분방정식이 된다. 계산을 간단히 하기 위해  $8 \times 8$   $k \cdot p$  해밀토니안을 참고문헌[18]을 따라 블록대각화하였는데, 참고문헌[18]을 빠진 부분을 보충하여 블록대각화의 과정을 간략히 설명하면 다음과 같다. 블록대각화하기 위한 유니타리 행렬을  $U$ 라 하면, 식 (1)은

$$(U^\dagger H^{k,p} U) (U^\dagger F) = E(U^\dagger F) \tag{2}$$

으로 바꿔 쓸 수 있다.  $U$ 를 참고문헌[18]의 형태로 선택하고,

$$\eta = \zeta = \delta = \left( \theta + \frac{\pi}{2} \right) / 2,$$

$$\phi = 3\delta - \frac{\pi}{2},$$

$$\theta = \arctan(k_y/k_x) \tag{3}$$

를 사용하면, 식 (2)의  $U^\dagger H^{k,p} U$ 는 다음과 같은 형태가 된다.

$$U^\dagger H^{k,p} U = \begin{bmatrix} H_U & H_{off} \\ H_{off}^\dagger & H_V \end{bmatrix}$$

이때  $H_{off}$ 는  $(\gamma_2 - \gamma_3) k_x k_y (k_x^2 - k_y^2) / (k_x^2 + k_y^2)$ 에 비례하는 행렬 요소들을 가지고 있다. 따라서  $H_{off}$ 는 일반적으로 아주 작은 양이며, 특히  $[k_x, k_y] = [1, 0]$ , 혹은  $[1, 1]$  등의 대칭성이 높은 방향의 분산관계를 구할 때는 정확하게 0이 된다. 이  $H_{off}$ 를 무시하면, 8개의 연결된 미분방정식인 식 (2)는 다음과 같은 4개의 연결된 미분방정식으로 간단해진다.

$$H_U G = EG. \tag{5}$$

원래의 8성분을 가진 포락선 함수  $F$ 를 4성분을 가진 함수  $G$ 로 표시하면,

$$F = U(G, G^*) \tag{6}$$

로 주어지고, 전체 파동함수  $\psi$ 는

$$\psi = \sum_{i=1}^8 F_i u_i \tag{7}$$

로 주어진다. 여기서  $u_i$ 는  $k \cdot p$  해밀토니안을 세울 때 사용한 블로흐 함수이다.

식 (5)를 풀어 고유에너지  $E$ 와 포락선 함수  $G$ 를 구하는 것은 참고문헌[15]의 변환행렬법을 따랐다.

양자우물 레이저의 이득은

$$g(E) = \frac{1}{E} \frac{\pi e^2 \hbar n_c}{\epsilon_0 c m_0^2 n^2} |M_T(k_\perp)|^2 \rho_{red}(E) [f_c(E_c) - f_v(E_v)] \tag{8}$$

로 주어진다.<sup>[19]</sup> 천이 행렬  $M_T$  및 페르미 함수  $f_c$ 와  $f_v$ 는 천이 에너지  $E_T$ 가

$$E = E_{c,v}(k_\perp) = E_c(k_\perp) - E_v(k_\perp) \tag{9}$$

를 만족하는 양자우물 평면 내 파동벡터  $k_\perp$  와,  $i$ 번째 전도띠 부띠 에너지  $E_{c_i}$ ,  $j$ 번째 원자가띠 부띠 에너지  $E_{v_j}$ 에서 값을 구해야 한다. 관심있는  $E$ 에 대응하는 부띠가 여러 개일 경우 이들의 기여를 합해주어야 하며, 주어진  $(i, j)$  조합에서 주어진  $E$ 에 대응하는  $k_\perp$ 이 여러 개일 경우에도 합해 주어야 한다. 이 논문에서는 레이저의 광도파로 성질에 해당하는  $n_c, n$  및 광학속박인자(optical confinement factor)와 같은 인자들은 제외하고 계산하였는데, 광학속박인자를 무시하면 그렇지 않은 경우보다 이득이 크게 계산되게 된다.

천이 행렬  $M_T$ 는 다음과 같이 주어진다.

$$M_T = \langle \psi_c | \hat{e} \cdot \mathbf{p} | \psi_v \rangle = F_c P F_v \tag{10}$$

여기서 운동량 행렬  $P$ 는

$$P_{ij} = \langle u_i | \hat{e} \cdot \mathbf{p} | u_j \rangle \tag{11}$$

으로 주어지는 행렬인데, 그 정의가  $k \cdot p$  해밀토니안의 정의와 평행하므로,  $k \cdot p$  해밀토니안의  $k$ 에 대한 일차항을 골라  $k$ 를  $\hat{e}$ 로 바꿈으로서 얻을 수 있다. 식 (10)에는 운동량 연산자가 포락선함수  $F$ 에 작용하는 항은 무시되었다. 식 (10)을 블록대각화된 포락선 함수로 표현하면,

$$M_T = (G, G^*) U^\dagger P U (G, G^*) \tag{12}$$

가 되는데, 일반적으로  $U^\dagger P U$ 는 블록대각화된 상태가 아님을 유의하여야 한다.

페르미 함수  $f_c$ 와  $f_v$ 는 각각

$$f_{c,v}(E_{c,v}) = \frac{1}{1 + \exp[(E_{c,v} - E_{f_c, f_v})/k_B T]} \quad (13)$$

로 정의된다. 주입된 전자와 양공의 이차원 밀도가 각각  $n$ 과  $p$ 일 때, 페르미 준위  $E_{f_c}$  및  $E_{f_v}$ 는 다음의 조건에서 정해진다.

$$n = \sum_j \int_{E_j}^{\infty} \rho_j(E_c) f_c(E_c) dE_c, \quad (14)$$

$$p = \sum_j \int_{-\infty}^{E_j} \rho_j(E_v) [1 - f_v(E_v)] dE_v$$

위 식에서  $\rho_j$ 는  $j$ 번째 부피의 이차원 상태밀도이고,  $E_j$ 는  $j$ 번째 부피의 최소 혹은 최대 에너지값이다. 이차원 상태밀도를 구하기 위해서는 양자우물 평면 내의 분산관계의 비등방성을 고려해야 하나, 이 논문에서는 중간정도의 분산관계를 보이는[2,1] 방향의 분산관계를 택하고[12] 모든 방향으로 같은 분산관계를 갖는다고 가정하였다. 평면내의 분산관계  $E(k_{\perp})$ 를 이미 구했으므로, 이차원상태 밀도는

$$\rho(E) = Abs \left[ 2 \frac{2\pi k_{\perp}}{(2\pi)^2} \frac{dk_{\perp}}{dE} \Big|_E \right] \quad (15)$$

로 구할 수 있다. 식 (15)에서  $Abs$ 는 절대값을 나타내며, 역분산관계  $k_{\perp}(E)$ 가 다중치 함수(multi-valued function)일 경우는 각 구간의 기여를 합해야 한다. 식 (15)의 상태밀도는 밴드구조  $E(k_{\perp})$ 의 온도의존성을 통해 온도 의존적이므로, 식 (14)와 (15)에 의해 결정되는 페르미 준위  $E_{f_c}$  및  $E_{f_v}$ 도 온도의존적이다. 밴드간 천이의 상태밀도  $\rho_{nv}$ 는 밴드간 분산관계  $E_n(k_{\perp}) = E_c(k_{\perp}) - E_v(k_{\perp})$ 에서 식 (15)와 같은 방법으로 구할 수 있다.

### III. 계산 결과 및 토의

본 연구에서 사용한 양자우물은 다음과 같이 설계되었다. 양자우물 물질로는 InP 기판과 격자 정합을 이루는  $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 를 사용하였고, 장벽물질로는 InP와 격자 정합을 이루며 밴드갭이  $1.25 \mu m$ 가 되도록  $In_{0.25}Ga_{0.75}As_{0.54}P_{0.46}$ 을 사용하였다. 이 물질들의 밴드 파라미터들은 많은 참고문헌[20]을 찾아 가장 믿을 만하다고 생각되는 값을 선택했으며, 표 1에 열거되어 있는데, 표 1의 기호들은 참고문헌[17]을 따랐다. 대부분의 파라미터들은 표 1의 이원소화합물의 값을 선형내삽하여 썼으나,  $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ 의 밴드갭은 4.2 K에서 0.814 eV, 77 K에서 0.799 eV 그리고 300 K에서 0.742 eV를 이용하였다. 양자우물의 밴드 구조의 온도의존성은 이들 물질 파라미터들의 온도의존성

표 1. 계산에 사용된 밴드 파라미터들의 값

밴드 파라미터	InAs	GaAs	InP	GaP
$E_g$ (eV)				
4.2 K,	0.4180	1.5192	1.4236	2.873
77 K,	0.414	1.5144	1.4135	2.82
300 K	0.356	1.43	1.35	2.78
$\Delta$ (eV)	0.38	0.34	0.108	0.08
$E_p$ (eV)	a)	a)	a)	22.2
$\gamma_1$	b)	6.85	b)	4.2
$\gamma_2$	b)	2.10	b)	0.98
$\gamma_3$	c)	2.90	1.73	1.66
$m_c^*/m_0$	0.023	0.67	0.073	a)
$m_h^*/m_0$	0.041	b)	0.56	b)
$m_v^*/m_0$	0.027	b)	0.12	b)

a) 다음의 관계식에 의해 구했기 때문에  $E_g$ 의 온도의존성을 통해 온도 의존적임.

$$m_0/m_c^* = 1 + \frac{E_p(E_g + 2\Delta/3)}{E_g(E_g + \Delta)}$$

b) 다음의 관계식에 의해 구했기 때문에  $E_g$ 의 온도의존성을 통해 온도 의존적임.

$$m_0/m_h^* = \gamma_1 - 2\gamma_2$$

$$m_0/m_v^* = \gamma_1 + 2\gamma_2 + \frac{2E_p}{2E_g}$$

c)  $\gamma_3 - \gamma_2 = 0.9$ 로 계산하였으므로,  $\gamma_3$ 도 온도 의존적임.

으로부터 생긴다. 하지만, 대부분의 파라미터는 온도의존성이 잘 알려져 있지 않으므로, 여기서는 주로 밴드갭의 온도 의존성만을 고려하였다. 하지만, 표 1의 각주에서 보듯이 일부 파라미터를 계산하는데 밴드갭이 쓰이므로, 이들 일부 파라미터에도 약간의 온도 의존성이 들어가게 된다. 밴드 부정함은 모든 온도에서 전도띠 부정함의 35% 라고 가정하였다.[12]

양자 우물의 두께는 상온에서 양자우물의 밴드갭이  $1.55 \mu m$  (0.800 eV)가 되도록 정하였는데,  $67 \text{ \AA}$ 의 값을 얻었다. 이 양자우물의 77 K 및 4.2 K에서의 밴드갭은 각각 0.868 eV 와 0.883 eV였다. 그림 1은 300 K 및 4.2 K에서의 밴드 구조를 그린 것이다. 그림 1에서 En, Hn, Ln은 각각 n번째 전도띠 부피, 중정공 부피, 경정공 부피를 나타낸다. 두 온도에서의 밴드 구조를 비교하면, 밴드의 위치가 조금씩 이동하여 밴드갭이 달라지고 H<sub>2</sub> 및 L<sub>1</sub> 밴드의 순서가 바뀐 것이 주목할 만한 차이이다. 그림 2는 첫번째 전도띠 부피(c1)와 첫번째(v1) 및 두번째(v2) 원자가띠 부피 사이의 천이 행렬의 제곱  $|M_T|^2$ 을, TE(transverse electric) 및 TM(transverse magnetic)의

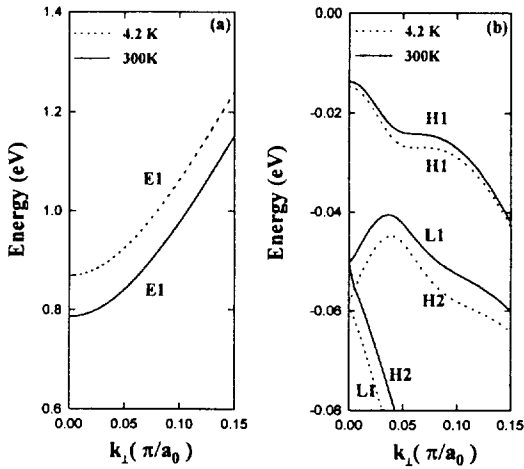


그림 1. 양자우물의 (a) 전도띠 및 (b) 원자가띠 구조. 실선은 300 K에서의 밴드 구조이고, 점선은 4.2 K에서의 밴드 구조이다. 이 두 온도 사이에서 L1 띠와 H2 띠의 순서가 바뀌게 된다.

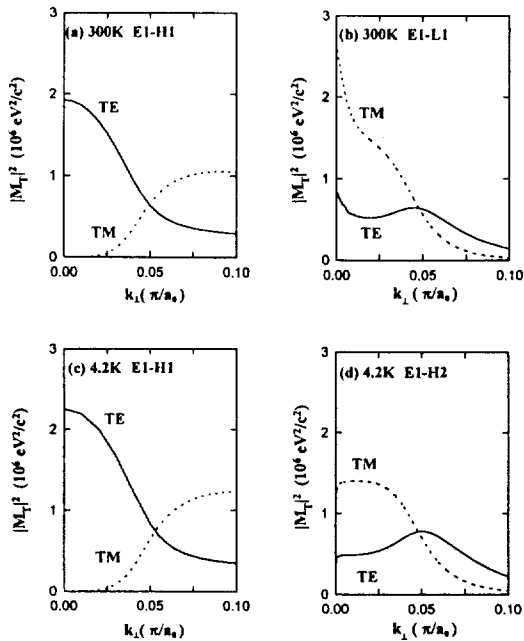


그림 2. 첫번째 전도띠 부띠와, 첫번째 및 두번째 원자가띠 부띠 사이의 천이 행렬의 크기를 파수벡터의 함수로 그린 그림. (a) 300 K에서의 E1-H1 천이, (b) 300 K에서의 E1-L1 천이, (c) 4.2 K에서의 E1-H1 천이, 그리고 (d) 4.2 K에서의 E1-H2 천이. 실선은 TE 모드, 점선은 TM 모드를 나타낸다.

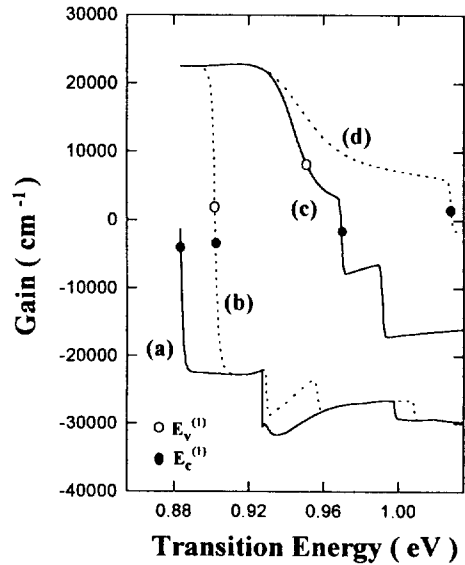


그림 3. 4.2 K에서 주입 운반자 밀도에 따른 TE 모드의 이득곡선. 주입 운반자 밀도는 (a)  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , (b)  $7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , (c)  $2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , (d)  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 이다. 겹치는 그림을 구분하기 위하여 (b)와 (d)는 점선으로 그렸다. 흰점과 검은점은 본문에서 설명하는  $E_v^{(1)}$ 와  $E_c^{(1)}$ 의 위치를 나타내는데, (a)의  $E_v^{(1)}$ 은 정의되지 않고, (d)의  $E_v^{(1)}$ 은 그림의 오른쪽 밖에 있다.

경우에 대해, 300 K 및 4.2 K에서 그린 것이다. 격자 정합된 이 양자우물 구조에서는, 밴드갭 근처에서 (그림 (a)와 (c)) TE 모드의 행렬의 크기가 TM 모드보다 훨씬 큼을 볼 수 있다. c1-v1 행렬은 (그림 (a)와 (c)) 두 온도에서 유사한 모양을 보이는데 비해, c1-v2 행렬이 (그림 (b)와 (d)) 다른 것은 v2 밴드가 300 K에서는 L1인데 비해 4.2 K에서는 H<sub>2</sub>이기 때문이다.

그림 3은 주입된 전자의 밀도와 양공의 밀도가 같다는 조건에서, 4.2 K에서 식 (8)의 TE 이득곡선을 주입 전자 밀도의 함수로 그린 것이다. 이 이득곡선을 이해하기 위해 그림 3(c)의 그림 중 c1-v1 천이에 의한 부분을 그림 4(d)에, c1-v2 천이에 의한 부분을 그림 4(h)에 옮겨 놓았다.

그림 4(d)는 식 (8)에 따라 그림 4(a)-(c)의 세 그림의 곱으로 이해 할 수 있다. 그림 4(a)의  $\rho_{red}(E)/E$ 에서는, 밴드의 비포물선형 효과에 의해  $\rho_{red}(E)$ 가 E에 따라 증가하는 함수이고,  $\rho_{red}(E)$ 를 E로 나눠줘도 여전히 약간 증가하는 경향을 보인다. 그림 4(b)는 그림 2의  $|M_{11}|^2$

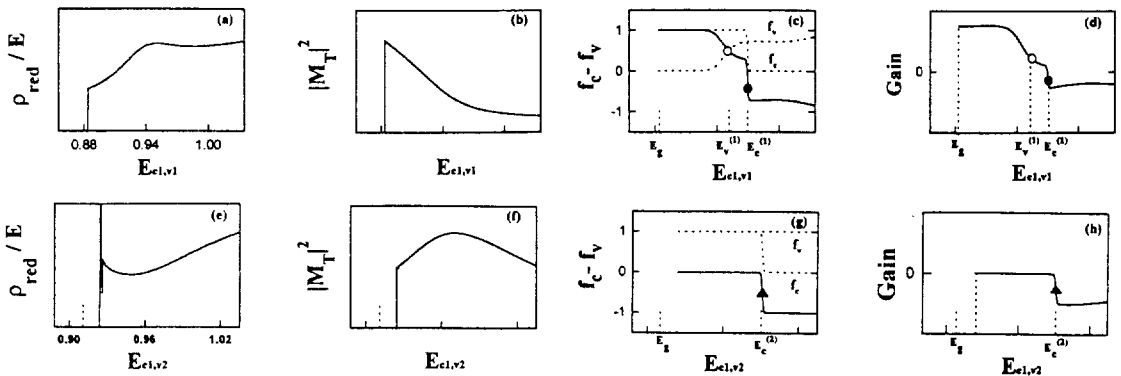


그림 4. 그림 3(c)의 이득 곡선을 이해하기 위한 그림. (d)는 그림 3(c) 중 c1-v1 천이에 의한 부분으로 식 (8)에 의해 (a)  $\rho_{red}/E$ , (b)  $|M_T|^2$  및 (c)  $f_c-f_v$ 의 세 곡선의 곱으로 이해할 수 있다. (c)와 (d)의 모양을 비교하여 알 수 있듯이, 주로  $f_c-f_v$  곡선의 모양이 이득곡선의 모양을 결정한다. (e)-(h)는 c1-v2 천이에 대한 그림이다.

$k_1$ 의 함수로 그리는 대신, 식 (9)에 의해 대응하는  $E_{c1,v1}$ 의 함수로 그린 것이다. 그림 4(c)에서  $f_c$ 는 저온에서의 페르미함수의 전형적인 모양인 계단 함수임을 볼 수 있다.  $f_v$ 가 계단 함수 모양에서 벗어나는 것은 우연히도  $E_{Fv}$ 가 H1 부띠의 분산이 거의 없는 영역 (그림 1(b)에서 에너지가  $-0.027$  eV인 부근)에 위치했기 때문이다. 여기서 우리는  $E_c^{(1)}$ 와  $E_c^{(2)}$ 을 각각 식 (9)의  $E_{c1}$ 과  $E_{c1}$ 이  $E_{Fv}$  혹은  $E_{Fv}$ 와 같아지는  $E_{c1,v1}$ 으로 정의하고, 그림 3과 4에서 각각 흰점과 검은점으로 나타내었다. 그림 3에서 보듯이,  $E_c^{(1)}$ 와  $E_c^{(2)}$ 이  $E_g$  근처에 있을 때,  $E_c^{(1)}$ 이  $E_c^{(2)}$ 보다 작으며 이 둘 사이에 이득이 0인 점이 있게 된다. 그림 4(a)와 (b) 그림이 상대적으로 천천히 변하고 있기 때문에, (c)의  $f_c-f_v$ 가 (d)의 이득 곡선의 모양에 주로 영향을 미침을 볼 수 있다.

그림 4(h)도 마찬가지로 그림 4(e)-(g)의 그림의 곱으로 주어지는데, 역시 (g)의  $f_c-f_v$ 가 (h)의 이득 곡선의 주된 모양을 결정하고 있다. 여기서  $E_c^{(2)}$ 는  $E_{c1}$ 과  $E_{Fv}$ 와 같아지는  $E_{c1,v2}$ 으로 정의되고, 검은 삼각형으로 표시되었다. c1-v2 천이의  $\rho_{red}$ 는  $0.927$  eV부터 시작되지만 이 에너지의  $f_c-f_v$ 이 0 이어서, 이득곡선에서의 c1-v2 천이는  $E_c^{(2)}$  근처인  $0.991$  eV부터 보이는 것이 특이한 점이다.

그림 3의 이득 곡선의 운반자 밀도 의존도는 다음과 같이 이해할 수 있다. 그림 4의 경우에서 주입된 운반자의 밀도가 줄어들면(그림 3(a)와 (b)),  $E_c^{(1)}$ 와  $E_c^{(2)}$ 들은 에너지가 낮은 쪽으로 이동하다가, 페르미 준위가 밴드갭 안으로 들어가면 정의되지 않게 된다. 이런  $E_c^{(1)}$ 와  $E_c^{(2)}$ 의 움직임에 따라  $E_g$ 에서의 이득은 줄어들다가,  $E_g \approx E_c^{(1)}$ 이 되면 음수가 되기 시작한다.

온도가 올라가면, 그림 4(a)-(c)의 세 곡선 중  $\rho_{red}/E$ 와

$|M_T|^2$ 은 거의 비슷한 형태로 남아 있는 대신,  $f_c-f_v$ 는 두 가지 점에서 달라진다. 하나는  $E_c^{(1)}$ 과  $E_c^{(2)}$  부근의 계단이 더 무너져  $f_c-f_v$ 는 천이 에너지  $E_g$ 가 증가함에 따라 밋밋하게 감소하는 함수가 된다. 다른 하나는  $E_{Fv}$ 와  $E_{Fv}$  밴드갭 중앙 쪽으로 이동하기 때문에,  $E_c^{(1)}$ 와  $E_c^{(2)}$ 들의 위치도 에너지가 낮은 쪽으로 이동한다는 것이다. 특히 300 K에서는 상당히 높은 주입 운반자 밀도에서도  $E_{Fv}$ 가 원자가띠의 띠끝보다 위에 있기 때문에  $E_c^{(1)}$ 은 정의되지 않는데, 편의상  $E_c^{(1)}$ 이  $E_g$ 보다 작다고 생각할 수 있다. 이들 변화에 의해 양의 이득을 얻는데 필요한 주입 운반자 밀도는 커지게 되고, 이득 곡선의 모양은 주로  $f_c$ 에 의해 결정되는 밋밋한 곡선이 된다. 그림 5에는 300 K에서의 이득 곡선을 몇몇 운반자 밀도에 대해 그려 놓았는데,  $0.836$  eV 근처의 c1-v2 천이의 시작에 의한 갑작스런 감소 혹은 증가 외에는, 위에서 설명한 특징들을 가지고 있음을 볼 수 있다. 주입된 운반자 밀도의 변화에 대해  $E_g$ 에서의 이득이 변화하는 정도를 미분 이득  $\Delta g/\Delta n$ 으로 나타내면, 이 미분이득은  $E_c^{(1)}$  부근의 계단이 무너진 정도와 주입된 운반자의 밀도에 따라  $E_c^{(1)}$ 이 움직이는 정도에 의해 결정된다. 두가지 모두 고온에서 미분이득이 작아지는 방향으로 작용한다.

4.2 K, 77 K, 300 K의 세가지 경우에 대해, 밴드갭  $E_g$ ,  $E_g$ 에서의 이득이 0이 될 때의 운반자 밀도 (투명 운반자 밀도)  $n_{tr}$ , 그리고 (0.9  $n_{tr}$ , 1.1  $n_{tr}$ ) 구간에서의 미분이득  $\Delta g/\Delta n$ 을 계산하여 표 2에 나타내었다. 위에서 고려한대로 온도가 올라감에 따라, 발진 파장은 길어지고, 투명운반자 밀도는 커지며, 미분이득은 작아지는 것을 명백히 볼 수 있다.

이득곡선의 온도 의존도는 밴드구조의 온도 의존도와

표 2. 4.2 K, 77 K, 300 K의 온도에서의 밴드갭, 투명 운반자 밀도 및 미분이득

온도 $T$ (K)	4.2	77	300	300*
밴드갭 $E_g$ (eV)	0.883	0.868	0.800	0.883
투명 운반자 밀도 $n_{tr}$ ( $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )	0.01	0.36	2.13	2.06
미분이득 $\Delta g/\Delta n$ ( $10^{-18} \text{ cm}^2$ )	$1.24 \times 10^6$	$2.84 \times 10^4$	$3.02 \times 10^3$	$3.38 \times 10^3$

\*4.2 K의 밴드구조를 사용하고, 300 K에서의 페르미 함수를 사용한 결과.

페르미함수의 온도의존도로 나누어 생각할 수 있다. 밴드 구조의 온도의존도는 그림 4의 (a)와 (b)를 통해 나타나고 페르미에너지의 밴드구조의존성에 의해 (c)에 간접적으로 나타나는 반면, 페르미함수의 온도의존도는 그림 4(c)에 직접적으로 나타나게 된다. 위의 논의는 이 두 의존도 중 페르미함수의 온도의존도가 훨씬 큰 효과라는 것을 짐작할 수 있다. 이 추측을 검증하기 위해 300 K의 밴드구조와 4.2 K의 밴드구조를 사용하여 300 K에서 계산한 투명운반자 밀도와 미분이득을 비교하여 표 2에 수록하였다. 표 2를 보면, 300 K에서의 투명운반자 밀도는 4.2 K의 21300%인데 비해, 밴드구조만 4.2 K로 바꾸면 10% 미만의 오차가 생기므로, 밴드구조에 의한 온도의존도에 비해 페르미함수에 의한 온도의존도가 훨씬 큼을 확인할 수 있다. 또한 미분이득의 경우에도 비슷한 결론을 내릴 수 있다.

일반적으로 주입 운반자 밀도가 크거나 온도가 높을 때에는 페르미 준위를 결정하기 위해 띠끝으로부터 먼 영역의 밴드 구조까지를 고려해야 한다. 위의 논의에서는 페르미 준위를 결정하기 위해 양자우물에 속박된 밴드만을 고려하였다. 하지만 전도띠의 경우, 주입 운반자 밀도와 온도가 높을 경우, 속박된 밴드만을 고려한 페르미 준위가 장벽물질의 전도띠 끝에 근접하거나 더 높아지는 경우도 있기 때문에, 장벽물질 전도띠 끝 위의 연속상태에 의한 상태 밀도가 중요한 역할을 하리라 짐작된다. 이 연속상태의 기여를 추산하기 위하여, 연속상태의 상태밀도를 아래와 같은 전형적인 3차원 상태밀도로 가정하고 계산하였다.

$$\rho_{3D}(E) = \frac{1}{\pi^2} \left( \frac{m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{2(E - E_{cb})} \quad (16)$$

위의 식에서  $E_{cb}$ 는 장벽물질의 전도띠 끝 에너지이고, 유효질량  $m^*$ 으로는  $E_{cb}$ 에서의 양자우물 전도띠의 질량을 사용하였다. 이렇게 연속상태밀도를 계산하여 300 K에서의 투명운반자밀도와 미분이득을 계산한 결과,

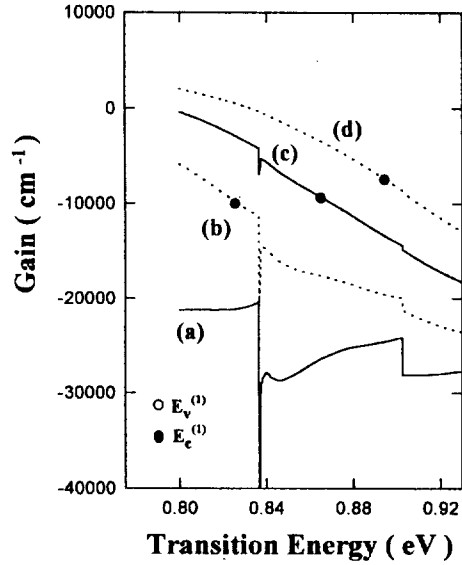


그림 5. 300 K에서 주입 운반자 밀도에 따른 TE 모드의 이득곡선. 주입 운반자 밀도는 (a)  $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , (b)  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , (c)  $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , (d)  $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 이다. 검은점은 본문에서 설명하는  $E_c^{(1)}$ 의 위치를 나타낸다.

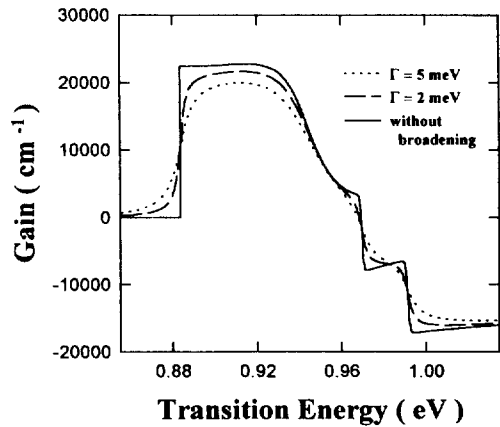


그림 6. 선평확대에 따른 이득 곡선의 변화. 실선은 선평확대가 일어나기 전, 그림 3(c)의 이득곡선이고, 파선과 점선은 각각 선평확대인자  $\Gamma=2 \text{ meV}$  및  $\Gamma=5 \text{ meV}$ 의 로렌츠 선평확대가 일어난 이득곡선이다.

$2.38 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 와  $2.81 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 을 얻었다. 연속상태 밀도를 고려하지 않았을 때와 비교하면, 투명운반자 밀도는 12% 증가하고, 미분이득은 7% 감소하였다. 이 연구에서 사용된 양자우물 구조에서 연속 상태 밀도의 기여는 그리 크지 않았지만, 전도띠 부정합이나 원자가

띠부정합의 크기가 더 작은 구조에서는 중요한 역할을 하리라 생각된다.

실제의 이득곡선은 이 논문에서 고려하지 않은 선폭 확대(line broadening)에 의해 평평하게 된다.<sup>[1,2]</sup> 여기서는 선폭확대에 의한 이득곡선의 모양의 변화를 정성적으로 보이기 위해 선폭확대가 로렌츠 선형(Lorentzian lineshape)으로 기술될 경우를 생각하였다. 이 경우 선폭확대가 일어난 이득곡선은

$$g_{HR}(E) = \int g(E') \left( \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma'}{(E-E')^2 + \Gamma'^2} \right) dE' \quad (17)$$

이 된다. 여기서  $g(E')$ 는 식 (8)에 의해 계산된 선폭확대가 일어나기 전의 이득곡선이고, 선폭확대인자  $\Gamma$ 는 선폭확대의 정도를 나타내는 파라미터이다. 예시로 그림 3(c)의 이득곡선이  $\Gamma = 2 \text{ meV}$  및  $5 \text{ meV}$ 로 선폭확대된 경우를 그림 6에 그렸다. 기본적으로 선폭확대는 이득곡선을  $\Gamma$ 의 범위에서 평균하는 효과가 있으므로,  $\Gamma$ 가 클수록 이득곡선의 뾰족한 특징들이 없어짐을 볼 수 있다.

## VI. 결 론

상온에서  $1.55 \mu\text{m}$ 를 발진하는 격자정합된 InGaAs/InGaAsP 양자우물 레이저를 예로 들어, 주입 운반자 밀도와 온도의 함수로 레이저의 이득 곡선을 계산하였다. 밴드 구조와 운동량 행렬 요소의 계산에는 블록대각화된  $8 \times 8$  이차  $k \cdot p$  해밀토니안에 근거한 변환행렬법을 사용하여 전도띠의 비포물선형 효과 등을 정확히 기술하도록 하였다. 양자우물 레이저의 이득곡선의 모양은 대체로 페르미함수의 차  $f_c - f_v$ 의 모양에 의해 결정이 되며,  $E_c$ 가  $E_{fv}$ 와 같아지는 천이 에너지  $E_v^{(v)}$ 와,  $E_c$ 가  $E_{fv}$ 와 같아지는 천이 에너지  $E_c^{(v)}$ 가 이득곡선의 모양을 이해하는데 유용하다는 것을 알 수 있었다. 이득곡선을 4.2 K, 77 K, 및 300 K에서 계산하여 비교하였는데, 온도가 증가함에 따라, 발진파장이 길어졌고, 투명 운반자 밀도는 증가하였으며 미분이득은 감소하였다. 이득 곡선의 온도의존도는 밴드 구조의 온도의존성과 페르미 함수의 온도의존성에 기인하는데, 이 중 후자의 효과가 주도적인 것이었다.

## 참 고 문 헌

[1] P. S. Zory, Jr. ed., *Quantum Well Lasers* (Academic, Boston, 1993).  
 [2] P. Agrawal and N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers*,

2nd ed. (Van Nostrand Reinhold, New York, 1993).  
 [3] D. Kasemset, C-S. Hong, N. B. Patel, P. D. Dapkus, IEEE J. Quantum Electronics **QE-19**, 1025 (1983).  
 [4] S. R. Chinn, P. S. Zory, A. R. Reisinger, IEEE J. Quantum Electronics **24**, 2191 (1988).  
 [5] R. Nagarajan, T. Kamiya, and A. Kurobe, IEEE J. Quantum Electronics **25**, 1161 (1989).  
 [6] J. M. Luttinger and W. Kohn, Phys. Rev. **97**, 869 (1955).  
 [7] S. W. Korazine, R. H. Han, and L. A. Coldren, Appl. Phys. Lett. **57**, 2835 (1990).  
 [8] M. Nido, K. Naniwae, J. Shimizu, S. Murata, and A. Suzuki, IEEE J. Quantum Electronics **29**, 885 (1993).  
 [9] D. Gershoni, C. H. Henry, and G. A. Baraff, IEEE J. Quantum Electronics **29**, 2433 (1993).  
 [10] D. Ahn and T-K. Yoo, IEEE J. Quantum Electronics **29**, 2864 (1993).  
 [11] S. Seki, T. Yamanaka, W. Lui, Y. Yoshikuni, and K. Yokoyama, IEEE J. Quantum Electronics **30**, 500 (1994).  
 [12] M. P. C. M.Krijn, G. W. 't Hooft, M. J. B. Boermans, P. J. A. Thijis, T. van Dongen, J. J. M. Binsma, L. F. Tiemeijer, and C. J. van der Poel, Appl. Phys. Lett. **61**, 1772 (1992).  
 [13] P. J. A. Thijis, L. F. Tiemeijer, J. J. M. Binsma, and T. van Dongen, IEEE J. Quantum Electronics **30**, 477 (1994).  
 [14] L. R. Ram-Mohan, K. H. Yoo, and R. L. Aggrawal, Phys. Rev. **B38**, 6151 (1988).  
 [15] B. Chen, M. Lazzouni, and L. R. Ram-Mohan, Phys. Rev. **B45**, 1204 (1992).  
 [16] L. R. Ram-Mohan, and D. F. Nelson, Phys. Rev. **B39**, 12808 (1989).  
 [17] M. H. Wiler, in R. K. Willardson and A. C. Beer eds., *Semiconductors and Semimetals* (Academic, New York, 1981), **16**, p. 119.  
 [18] A. M. Cohen and G. E. Marques, Phys. Rev. **B41**, 10608 (1990).  
 [19] 인용문헌 [1]의 36쪽.  
 [20] 대표적인 것으로 O. Madelung ed., *Landolt-Bornstein Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology* (Springer, Berlin, 1983), Group III, Vol. 17 과 S. Adachi, *Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds* (John Wiley & Sons, New York, 1992)가 있으며, 이 밖에 다른 참고문헌도 많이 참고했음.

## Temperature Dependence of the Gain Spectrum of a Quantum Well Laser

D. C. Kim and K. H. Yoo

*Department of Physics and Research Institute for Basic Sciences  
Kyung Hee University, Seoul, 130-701, Korea*

J. D. Park

*Department of Physics, Paichai University, Taejon 302-735, Korea*

T. W. Kim

*Department of Physics, Kwangwoon University, Seoul 139-701, Korea*

(Received: April 11, 1995)

We designed a lattice-matched InGaAs/InGaAsP quantum well laser that lases at  $1.55 \mu\text{m}$  at room temperature, and calculated the gain spectrum as a function of injected carrier density and temperature. For the calculation of band structures and momentum matrix elements, we used a transfer matrix method based on a block-diagonalized  $8 \times 8$  second-order  $\vec{k} \cdot \vec{p}$  Hamiltonian. This lattice-matched quantum well lases in transverse electric mode. As the temperature increases, the lasing wavelength gets longer, the transparency carrier density increases, and the differential gain is reduced. The temperature dependence of the gain spectrum comes from the temperature dependence of the band structure and that of the Fermi function, and the latter contributes dominantly.